

4. Magnetische Akkretion

- Der Magnetosphärenradius
- Magnetische Akkretion aus einer Scheibe
 - Akkretion von Drehimpuls
 - Die Gleichgewichtsperiode
 - Röntgenpulsare
 - Die spin-up-Linie für Pulsare
- Magnetische Akkretion auf Weiße Zwerge
- Magnetische Kataklysmische Variable
 - DQ Her Sterne
 - Intermediate Polars
 - AM Her Sterne (Polars)

Vorlesung SS 2007: Akkretionsphänomene in kompakten Doppelsternen

Magnetische Akkretion

Ergänzende Literatur

Frank, J., King, A.R., Raine, D.J.: **Accretion Power in Astrophysics**, 3rd edition, Cambridge University Press, Cambridge (2002), ISBN: 0-5216-2957-8, Kapitel 6.3 - 6.5

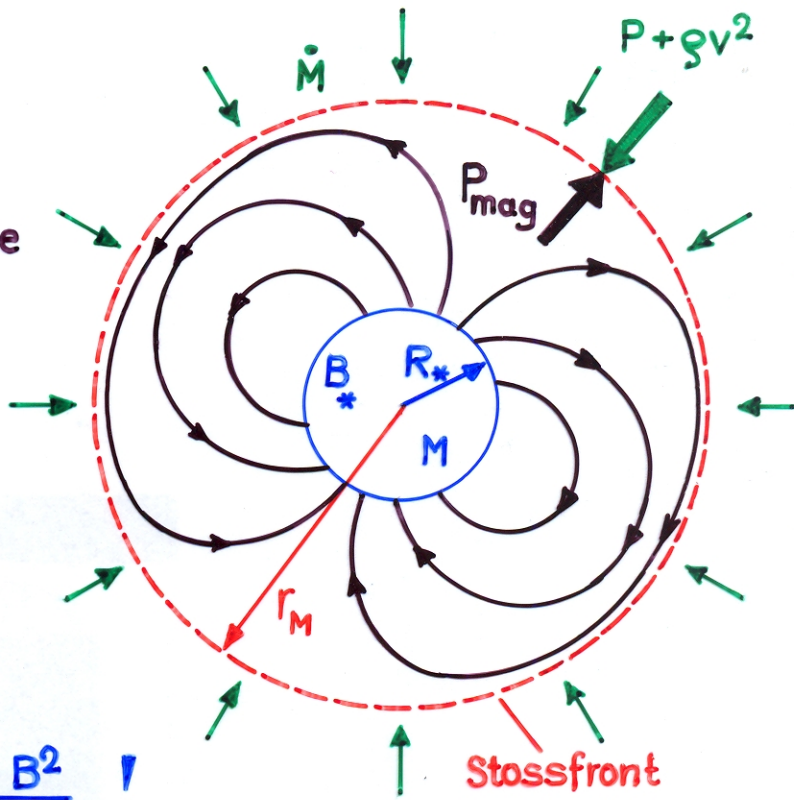
Shapiro, S.L., Teukolsky, S.A.: **Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars**, J. Wiley & Sons, New York (1983), ISBN: 0-471-87316-0, Kapitel 13.3, 15.1 - 15.4

Magnetische Akkretion

Der Magnetosphärenradius

Betrachten sphärisch symmetrische Akkretion auf Stern mit Magnetfeld B bzw. magn. Moment

$$\mu = B_* R_*^3$$



► Wo wird der Akkretionsstrom gebremst ?

► Wo $P + \rho v^2 \approx \rho v^2 \approx P_{mag} = \frac{B^2}{8\pi}$!

Mit $v \approx v_{ff} = \left(\frac{2GM}{r}\right)^{1/2}$,

$$B(r) = B_* \left(\frac{R_*}{r}\right)^3$$

und $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$

$$\Rightarrow r_M \approx \left[\frac{\mu^2}{2(2GM)^{1/2} \dot{M}} \right]^{2/7}$$

r_M : Magnetosphärenradius

$$\rightarrow r_M \approx 5 \cdot 10^8 \text{ cm} \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{ Gcm}^3}\right)^{4/7} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/7} \left(\frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ g s}^{-1}}\right)^{-2/7}$$

► N.B. trotz rel. grober Abschätzung ist r_M ziemlich genau bestimmt, weil $P_{mag} \sim B^2 \sim r^{-6}$ mit r sehr schnell abfällt.

Ersetzen \dot{M} durch $L_{accr} \approx \frac{GM\dot{M}}{R_*}$

$$\rightarrow r_M \approx \left[\frac{(GM)^{1/2} \mu^2}{2^{3/2} L_{accr} R_*} \right]^{2/7}$$

$$r_M \approx 5.6 \cdot 10^8 \text{ cm} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/7} \left(\frac{R_*}{10^9 \text{ cm}}\right)^{-2/7} \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{ Gcm}^3}\right)^{4/7} \left(\frac{L_{accr}}{10^{33} \text{ erg s}^{-1}}\right)^{-2/7} \quad (\text{WZ})$$

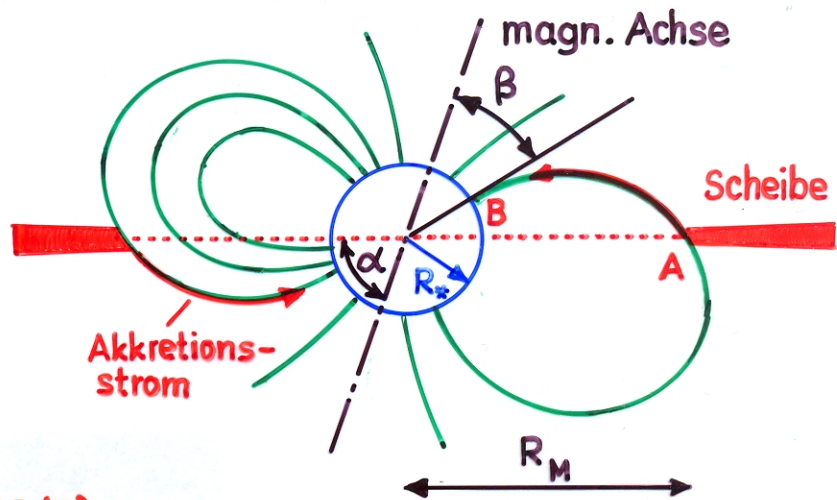
$$\approx 2.9 \cdot 10^8 \text{ cm} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/7} \left(\frac{R_*}{10^6 \text{ cm}}\right)^{-2/7} \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{ Gcm}^3}\right)^{4/7} \left(\frac{L_{accr}}{10^{37} \text{ erg s}^{-1}}\right)^{-2/7} \quad (\text{NS})$$

Magnetische Akkretion aus einer Akkretionsscheibe

Der Magnetosphärenradius

$$\underline{R_M = r_M \varphi_M}, \quad \varphi_M \approx 0.5$$

→ gleiche Größenordnung wie bei sphärischer Akkr.

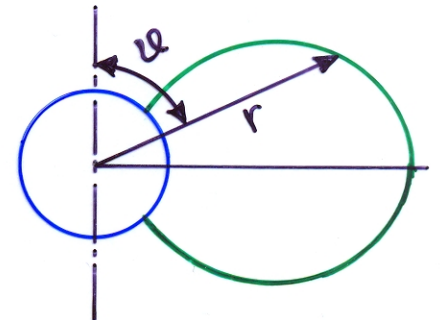


▶ Akkretion erfolgt auf Polkappe(n)

Abschätzung der Größe der Polkappen:

Annahme: Feldkonfiguration \approx magn. Dipol

→ entlang einer Feldlinie: $\frac{\sin^2 \vartheta}{r} = \text{const.}$



$$\left. \begin{array}{l} \text{Punkt A: } r = R_M, \vartheta = \alpha \\ \text{Punkt B: } r = R_*, \vartheta = \beta \end{array} \right\} \rightarrow \frac{\sin^2 \alpha}{R_M} = \frac{\sin^2 \beta}{R_*}$$

$$\text{rel. Fläche einer Polkappe: } f = \frac{1}{2} \int_0^{\beta} \sin \vartheta d\vartheta = \frac{1}{2} (1 - \cos \beta) = \sin^2 \frac{\beta}{2}$$

$$\sin^2 \beta = \frac{R_*}{R_M} \sin^2 \alpha = 4 \sin^2 \frac{\beta}{2} \left(1 - \sin^2 \frac{\beta}{2}\right) = 4f(1-f)$$

$$\rightarrow \underline{f(1-f) = \frac{R_*}{4R_M} \sin^2 \alpha} \quad \rightarrow \quad \underline{f \approx \frac{R_*}{4R_M} \sin^2 \alpha}, \text{ wenn } f \ll 1$$

▶ $f \ll 1$, wenn $R_M \gg R_*$; $f \rightarrow \frac{1}{2}$ für $R_M \rightarrow R_*$ und $\alpha = 90^\circ$

▶ Akkretionsenergie wird an den Polkappen frei. Wenn der akkretierende Stern rotiert und $\alpha < 90^\circ \rightarrow$ mit P_{rot} modulierte Helligkeit (Leuchtturm-Effekt). \rightarrow kann P_{rot} bestimmen!

Beobachtet bei Röntgenpulsaren (NS), magn. CVs (IP, AM).

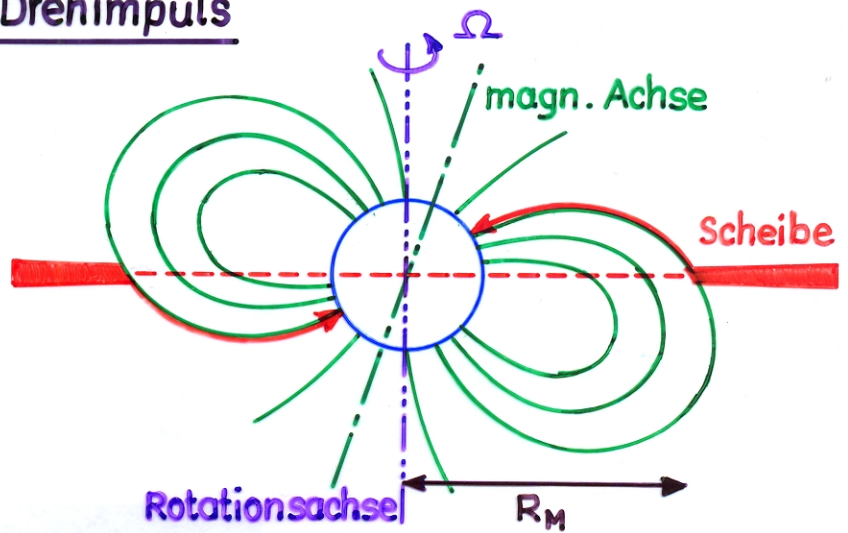
▶ Der akkretierende Stern muss rotieren, da er mit Masse auch Drehimpuls akkretiert!

Magnetische Akkretion von Drehimpuls

Def.: Corotationsradius R_c

$$\Omega = \Omega_K(R_c) = \left(\frac{GM}{R_c^3}\right)^{1/2}$$

$$\blacktriangleright \underline{R_c = \left(\frac{GM}{\Omega^2}\right)^{1/3}}$$



Def.: Fastnessparameter ω

$$\blacktriangleright \underline{\omega = \frac{\Omega}{\Omega_K(R_M)} = \frac{\Omega_K(R_c)}{\Omega_K(R_M)} = \left(\frac{R_M}{R_c}\right)^{3/2}}$$

$\omega > 1 \Leftrightarrow R_M > R_c$: "schell rotierender Stern".

→ Materie, die bei $r \approx R_M$ auf die Feldlinien gelangt, rotiert dann mit $\Omega > \Omega_K$ → Materie kann nicht akkretiert werden, sondern wird unter Gewinn von Drehimpuls entlang der Feldlinien weggeschleudert (sog. Propeller). → Drehimpulsverlust des Sterns, d.h. $\Omega \downarrow$, $R_c \uparrow$, $\omega \downarrow$.

$\omega < 1 \Leftrightarrow R_M < R_c$: "langsam rotierender Stern"

→ Materie, die bei $r \approx R_M$ auf die Feldlinien gelangt rotiert dann mit $\Omega < \Omega_K$ und kann akkretiert werden. → Drehimpuls-gewinn für den Stern, d.h. $\Omega \uparrow$, $R_c \downarrow$, $\omega \uparrow$

▶ **Fazit: magn. Akkretion versucht $\omega \approx 1$ einzustellen**

▶ **Drehimpulsakkretionsrate**

$$\underline{\dot{J}_{\text{accr}} = n(\omega) \dot{M} j(R_M) = n(\omega) \dot{M} (GMR_M)^{1/2}},$$

wobei

$$n(\omega) = \begin{cases} > 0, & \omega < \omega_0 \lesssim 1 \\ < 0, & \omega > \omega_0 \end{cases}$$

, siehe Figur $n(\omega)$

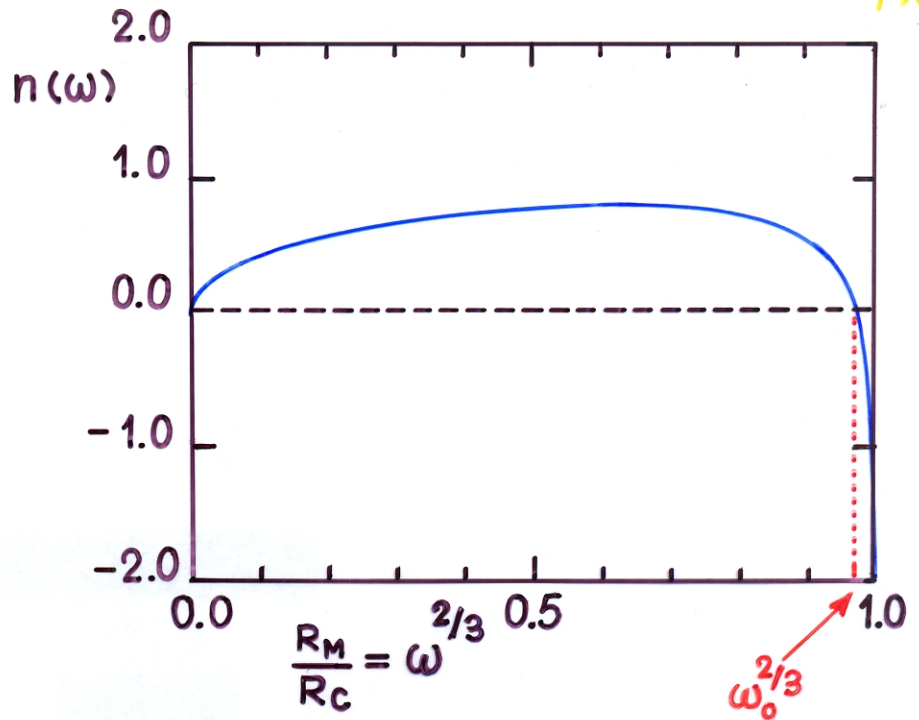
▶ **numerische Rechnungen ergeben $\omega_0 \lesssim 1$**

$$n(\omega) = \frac{\dot{J}_{\text{accr}}}{(\text{GMR}_M)^{1/2}}$$

nach Rechnungen von Wang (1987)

$$\omega_0 \approx 0.96$$

- Verwenden für folgende Abschätzungen $\omega_0 = 1$



Akkretion von Drehimpuls

Mit $J_{\text{rot}} = \theta_* \Omega$, θ_* = Trägheitsmoment des Sterns, folgt

$$\dot{J}_{\text{rot}} = \theta_* \dot{\Omega} = \dot{J}_{\text{accr}} = n(\omega) \dot{M} (\text{GMR}_M)^{1/2}$$

$$\dot{P} = - \frac{(\text{GM})^{3/7} \dot{M}^{6/7} \mu^{2/7} P^2}{2^{13/4} \pi \theta_*} n(\omega) \varphi_M^{1/2}$$

oder

$$-\frac{\dot{P}}{P} = \frac{L_{\text{accr}}^{6/7} \mu^{2/7} R_*^{6/7} P}{2^{13/4} \pi (\text{GM})^{3/7} \theta_*} n(\omega) \varphi_M^{1/2}$$

$$-\frac{\dot{P}}{P(s)} \approx 7.4 \cdot 10^{-5} \alpha^1 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-3/7} \left(\frac{R_*}{10^6 \text{cm}}\right)^{6/7} \left(\frac{L_{\text{accr}}}{10^{37} \text{erg s}^{-1}}\right)^{6/7} \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{Gcm}^3}\right)^{2/7} \left(\frac{\theta_*}{10^{45} \text{gcm}^2}\right)^{-1} P(s) n(\omega) \varphi_M^{1/2}$$

- \dot{P} gross, wenn akkretierender Stern ein NS, da θ_{NS} klein, dagegen \dot{P} klein, wenn akkretierender Stern ein WZ, da θ_{WZ} gross.
- Beobachtete Beziehung zwischen \dot{P}/P und $PL^{6/7}$ (\rightarrow Figur) bestätigt: Die akkretierenden Sterne in Röntgenpulsaren sind NS!
- magn. Akkretion mit $\dot{M} = \text{const.}$ $\rightarrow \omega \rightarrow \omega_0, n(\omega) \rightarrow 0, \dot{J}_{\text{rot}} \rightarrow 0, \dot{P} \rightarrow 0, P \rightarrow P_e, R_c \rightarrow R_M$

Verwenden für Abschätzung der Gleichgewichtsperiode P_e die Bedingung: $R_c(\Omega_e) = R_M$

Die Gleichgewichtsperiode P_e

$$\begin{aligned}
 P_e &\approx \left[\frac{2^{5/6} \pi^{7/3} \mu^2}{(GM)^{5/3} \dot{M}} \right]^{3/7} \varphi_M^{3/2} \approx \left[\frac{2^{5/6} \pi^{7/3} \mu^2}{(GM)^{2/3} R_* L_{\text{accr}}} \right]^{3/7} \varphi_M^{3/2} \\
 &\approx 2.67 \text{ s} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-2/7} \left(\frac{R_*}{10^6 \text{ cm}} \right)^{-3/7} \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{ G cm}^3} \right)^{6/7} \left(\frac{L_{\text{accr}}}{10^{37} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{-3/7} \varphi_M^{3/2} \quad (\text{NS}) \\
 &\approx 2670 \text{ s} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-2/7} \left(\frac{R_*}{10^9 \text{ cm}} \right)^{-3/7} \left(\frac{\mu}{10^{33} \text{ G cm}^3} \right)^{6/7} \left(\frac{L_{\text{accr}}}{10^{33} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{-3/7} \varphi_M^{3/2} \quad (\text{WZ})
 \end{aligned}$$

Die minimale Rotationsperiode ; die spinup-Linie für Pulsare

► Da $P_e \sim L_{\text{accr}}^{-3/7}$ und $L_{\text{accr}} \lesssim L_E \rightarrow \exists$ minimales P_e :

$$\begin{aligned}
 \text{Min}(P_e) &\approx P_e(L_E) \approx 0.9 \text{ s} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-5/7} \left(\frac{R_*}{10^6 \text{ cm}} \right)^{-3/7} \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{ G cm}^3} \right)^{6/7} \mu_e \varphi_M^{3/2} \\
 &\approx 1.9 \text{ ms} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{-5/7} \left(\frac{R_*}{10^6 \text{ cm}} \right)^{-3/7} \left(\frac{B}{10^9 \text{ G}} \right)^{6/7} \mu_e \varphi_M^{3/2}
 \end{aligned}$$

→ sog. spinup-Linie der Pulsare im B-P-Diagramm.

Beispiele: Röntgenpulsare

- ▶ Röntgenpulsare: magnetisch akkretierende, rotierende NS in Doppelsternen (haupts. HMXBs, einige wenige in LMXBs, → Tabellen)

▶ Die Rotationsperiode des NS

ist i.a. zeitlich variabel. ∃ 2 Hauptgründe dafür:

- a) ∃ periodische Modulation von P_{rot} durch die Bahnbewegung des NS (Dopplereffekt).

→ Bahnperiode P
 Radialgeschw. des NS K_1
 Exzentrizität e } messbar, sofern die Lichtlaufzeit $\frac{a \cdot \sin i}{c} \gg P_{\text{rot}}$

aus P und K_1 : → $f(M_2) = \frac{PK_1^3}{2\pi G} = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2}$: Massenpkt.

$f(M_2)$ wichtig für die Massenbestimmung

- b) ∃ systematische Änderung $\langle \dot{P}_{\text{rot}} \rangle \neq 0$, wobei

meistens $\langle \dot{P}_{\text{rot}} \rangle < 0$ (spinup) durch Akkretion von Drehimpuls (aus einer Scheibe)

gelegentlich $\langle \dot{P}_{\text{rot}} \rangle > 0$ (spindown)

auch stochastische Variation von \dot{P}_{rot} wird beobachtet (→ Fig.).

Mögliche Gründe:

- 1) wenn $\omega \approx \omega_0$, d.h. $P \approx P_e$: kleine Schwankungen in \dot{M} verändern $R_M \sim \dot{M}^{-2/7}$ → $\omega \gtrless \omega_0 \leftrightarrow R_M \gtrless R_c$ → Vorzeichenänderung von $n(\omega)$ bzw. \dot{J}_{rot} .

- 2) bei Akkretion aus einem Wind (Röntgendoppelsterne mit grosser Bahnperiode): ∃ höchstens transiente Scheibe mit zeitlich nicht konst. Drehsinn → stochastische Drehimpulsakkretion.

Magnetische Akkretion: Röntgenpulsare

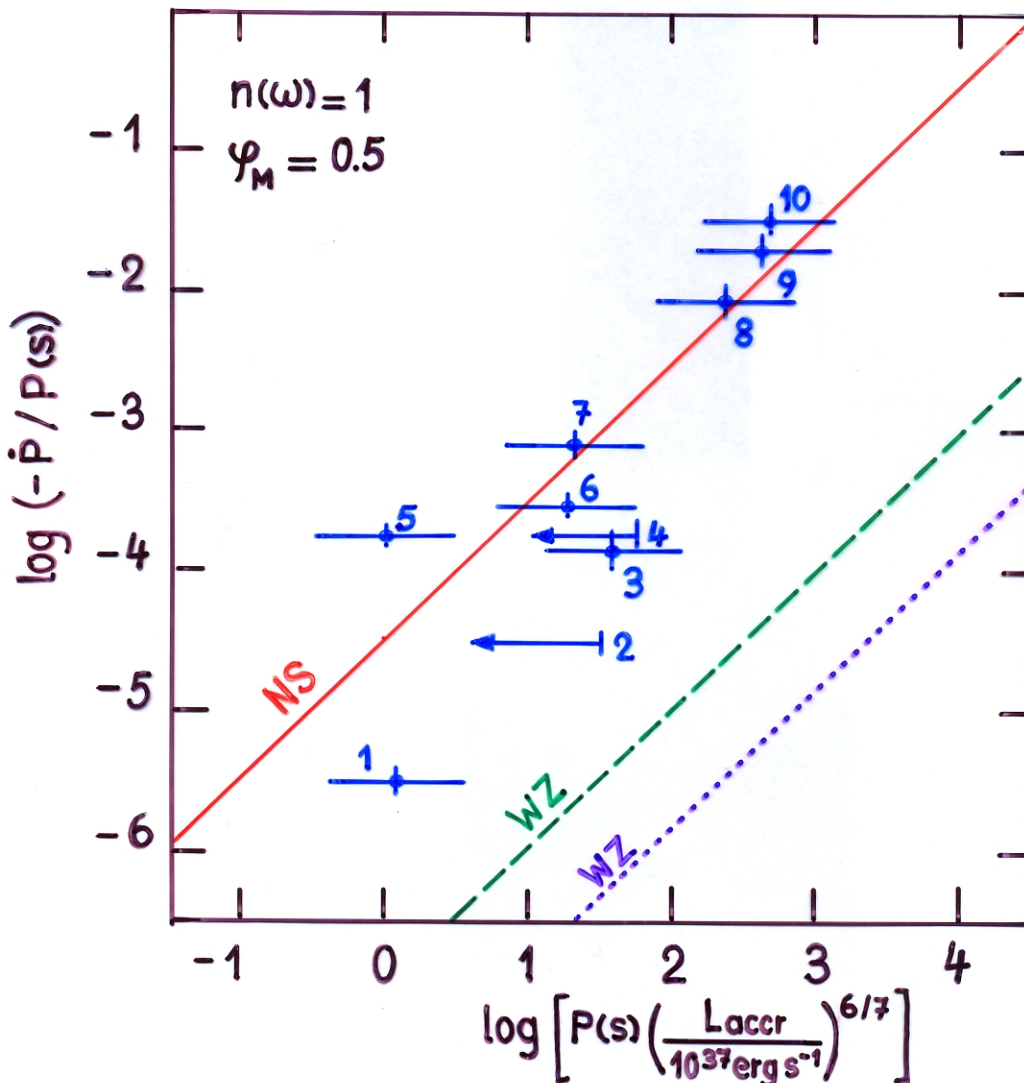
Theorie:

$$-\frac{\dot{P}}{P(s)} \approx 7.4 \cdot 10^{-5} a^{-1} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-\frac{3}{7}} \left(\frac{R_{*}}{10^6 \text{cm}}\right)^{\frac{6}{7}} \left(\frac{L_{\text{accr}}}{10^{37} \text{erg s}^{-1}}\right)^{\frac{6}{7}} \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{Gcm}^3}\right)^{\frac{2}{7}} \left(\frac{\theta_{*}}{10^{45} \text{gcm}^2}\right)^{-1} P(s) n(\omega) \varphi_M^{1/2}$$

— : NS, $M = 1.4 M_{\odot}$, $R_{*} = 10^6 \text{cm}$, $\theta_{*} = 10^{45} \text{gcm}^2$, $\mu = 10^{30} \text{Gcm}^3$

---- : WZ, $M = 1 M_{\odot}$, $R_{*} = 10^9 \text{cm}$, $\theta_{*} = 10^{51} \text{gcm}^2$, $\mu = 10^{33} \text{Gcm}^3$

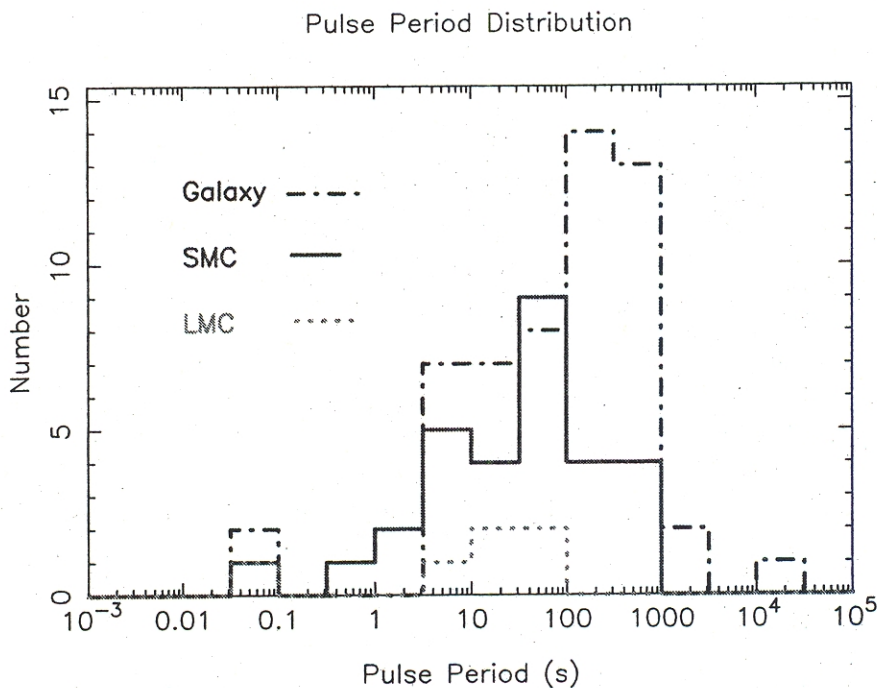
..... : WZ, $M = 1 M_{\odot}$, $R_{*} = 10^9 \text{cm}$, $\theta_{*} = 10^{51} \text{gcm}^2$, $\mu = 10^{30} \text{Gcm}^3$



Nr.	Objekt
1	Her X-1
2	4U 0115+63
3	4U 0900-40
4	4U 1626-67
5	3U 0352+30
6	Cen X-3
7	SMC X-1
8	GX 301-2
9	GX 1+4
10	A 0535+26

Table 5.2. *Properties of X-ray pulsars in the SMC*

Short name	Full or alternative name(s)	Spectral class	V mag	Period (s)
SXP0.09	AX J0043-737	Be?		0.087
SXP0.72	SMC X-1	B0Ib	13.25	0.716
SXP0.92	PSR0045-7319	B	16.00	0.92
SXP2.16	XTE SMC pulsar			2.16
SXP2.37	SMC X-2	B1.5V	16.00	2.37
SXP2.76	RX J0059.2-7138	B1III	14.10	2.76
SXP3.34	AX J0105-722, RX J0105.3-7210			3.343
SXP4.78	XTE J0052-723, [MA93]537		15.80	4.782
SXP5.44	CXOU J010042.8-721132	AXP?	17.80	5.44
SXP7.70	XTE SMC pulsar			7.7
SXP8.90	RX J0051.8-7231, 1E0050.1-7247	B1III-V		8.9
SXP9.13	AX J0049-732			9.132
SXP15.3	RX J0052.1-7319	B1III-B0V	14.70	15.3
SXP16.6	RX J0051.8-7310			16.6
SXP22.1	RX J0117.6-7330	B0.5III	14.20	22.07
SXP31.0	XTE J0111.2-7317	O8-B0V	15.35	31
SXP46.4	XTE SMC pulsar			46.4
SXP46.6	1WGA 0053.8-7226, XTE J0053-724	B1-2III-V	14.90	46.6
SXP51.0	XTE SMC pulsar			51
SXP58.9	RX J0054.9-7226, XTE J0055-724			58.95
SXP74.8	RX J0049.1-7250, AX J0049-729	Be?	15.90	74.8
SXP82.4	XTE J0052-725			82.4
SXP89.0	XTE SMC pulsar			89
SXP91.1	AX J0051-722, RX J0051.3-7216		15.00	91.1
SXP95.2	XTE SMC pulsar			95.2
SXP101	AX J0057.4-7325, RX J0057.3-7325			101.4
SXP152	CXOU J005750.3-720756, [MA93]1038			152.1
SXP164	XTE SMC pulsar			164.7
SXP169	XTE J0054-720, AX J0052.9-7158		15.50	169.3
SXP172	AX J0051.6-7311, RX J0051.9-7311			172.4
SXP280	AX J0058-72.0			280.4
SXP304	CXOU J010102.7-720658, [MA93]1240			304.5
SXP323	AX J0051-73.3, RXJ0050.7-7316	B0-B1V	15.40	323.2
SXP349	SAX J0103.2-7209, RX J0103-722	O9-B1III-V	14.80	349.9
SXP455	RX J0101.3-7211			455
SXP564	CXOU J005736.2-721934, [MA93]1020			564.8
SXP755	AX J0049.4-7323, RX J0049.7-7323	B1-3V		755.5

Fig. 5.5. Comparison of the X-ray pulsar populations of the Galaxy, LMC and SMC (Laycock *et al.* 2004).

The "standard" massive X-ray binaries (top) and some examples of Be X-ray binaries (bottom).

Source	Optical counterpart	Spectral type	Pulse period (s)	Orbital period (d)	Eccentricity
LMCX-4	Sk-Ph	O7 III-V	13.5	1.408	$e = 0.00$
Cen X-3	Krz's star	O6.5 II-III	4.84	2.087	$e = 0.00$
4U 1700-37	HD 153919	O6.5 f	-	3.412	$e \approx 0$
SMC X-1	Sk 160	B0Ib	0.717	3.89	$e = 0.00$
4U 1538-52	* 12	B0Iab	529	3.73	$e = 0.00$
Cyg X-1	HD 226868	O9.7Iab	-	5.60	$e = 0.05$
4U 0900-40	HD 77581	B0.5Ib	283	8.965	$e = 0.09$
GX 301-2	Wra 977	B1.5Ia	696	41.5	$e = 0.47$
4U 0115+63	John's star	Be	3.61	24.3	$e = 0.34$, transient
4U 0352+30	X Per	O9.5(III-V)e	835	580	very weak, steady
A 0535+26	HD 245770	B0Ve	104	111	transient
4U 1145-61	Hen 715	B1Vne	292	188	highly variable
4U 1258-61	MMV star	B2Vne	272	133	highly variable

List of confirmed X-ray pulsars (after Ögelman [186] and Nagase[176]).

Name ^a	Rotation period (s)	Orbital period (days)	$\alpha_X \sin i$ (light-seconds)	$f(M_\odot)$	L_X (erg s^{-1})	Eccentricity	Type ^b
A0538-66	0.069	16.7	-	-	8×10^{38}	0.4	Be
SMC X-1	0.717	3.89	53.46	10.8	5×10^{38}	<0.007	MB
Her X-1	1.24	1.70	13.18	0.9	2×10^{37}	<0.003	LMXB
4U0115+63	3.61	24.3	140.13	5	3×10^{37}	0.34	Be
V0332+53	4.38	34.25	48	0.1	4×10^{35}	0.31	Be
Cen X-3	4.84	2.09	39.79	15.5	5×10^{37}	<0.0008	MB
1E1048.1	6.44	-	-	-	3×10^{34}	-	Be
1E2259+59	6.98	0.03?	< 0.2?	-	5×10^{35}	-	LMXB
4U1627-67	7.68	0.0228	-	-	3×10^{37}	-	LMXB
2S1553-54	9.30	30.6	164	5	-	0.09	Be
LMC X-4	13.5	1.41	26	15	7×10^{38}	<0.02	MB
2S1417-67	17.6	-	-	-	-	-	Be?
GPS1843+01	29.5	-	-	-	-	-	Tr
OA01653-40	38.2	-	-	-	1×10^{37}	-	TrBe?
EXO2030	41.8	46.5-47.5	-	-	$\approx 1 \times 10^{38}$	-	TrBe
GPS2138+57	66	-	-	-	-	-	Tr
4U1700-37	67.4?	3.4	-	-	3×10^{36}	-	MB
GPS1843-02	94.8	-	-	-	-	-	Tr
A0535+26	104	111	500	20	2×10^{37}	0.3	Be
Sct X-1	111.1	-	-	-	-	-	Tr
GX 1+4	122	304?	-	-	4×10^{37}	-	LMXB
4U1230-61	191	-	-	-	-	-	Tr
GX 304-1	272	133	500	-	5×10^{35}	-	Be
4U0900-40	283	8.96	112	20	2×10^{36}	0.09	MB
4U1145-619	292	188	600	-	3×10^{35}	-	Be
1E1145.1	297	5.65?	-	-	3×10^{36}	-	-
A1118-61	405	-	-	-	5×10^{36}	-	Be
GPS1722-36	414	-	-	-	-	-	Tr
4U1907+09	438	8.38	80	9	4×10^{37}	0.22	MB
4U1538-52	529	3.73	55	13	4×10^{36}	-	MB
GX 301-2	696	41.5	367	31	3×10^{36}	0.47	MB
4U0352+30	835	580	-	-	4×10^{33}	-	Be

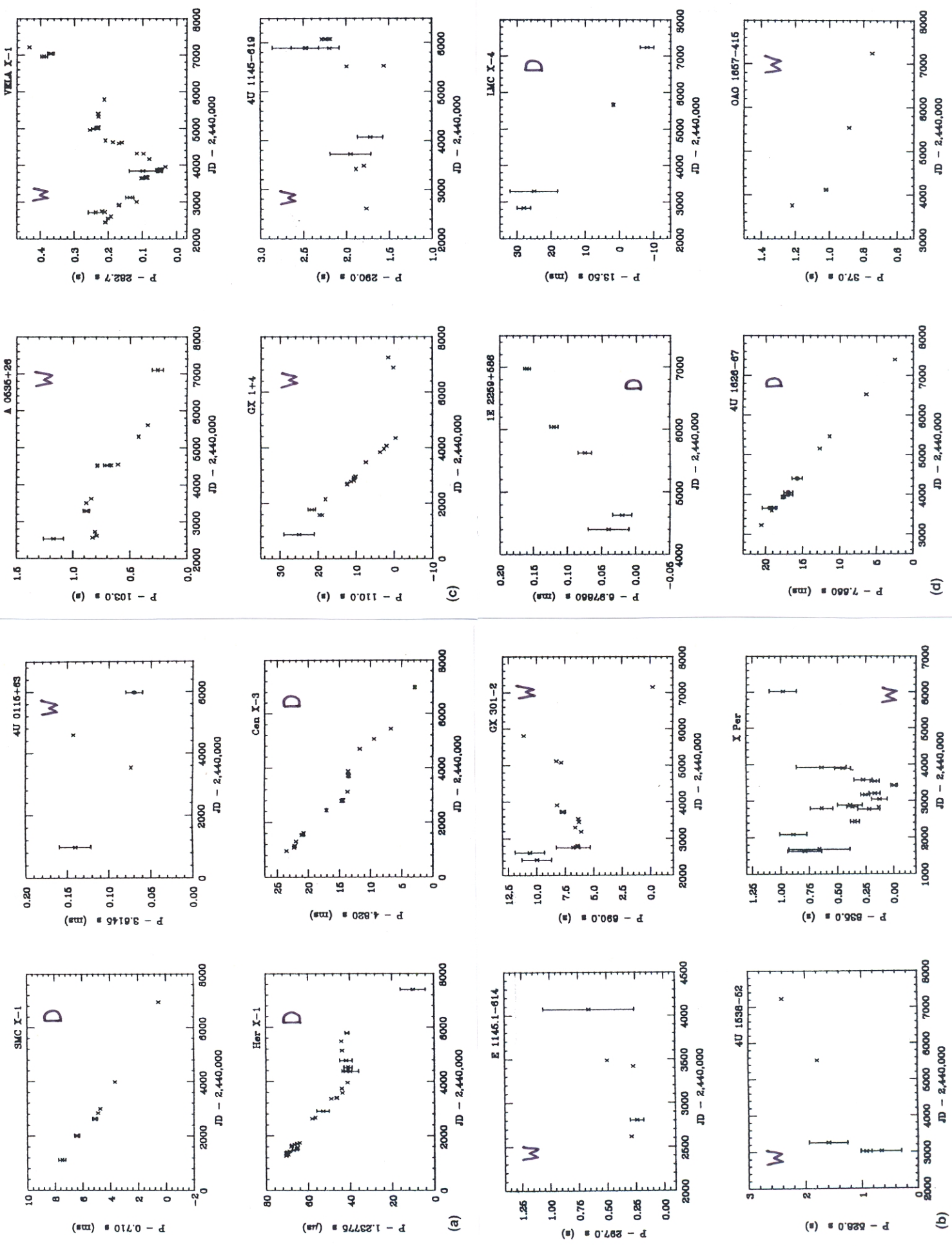
^a The letters in the source names indicate the discovery spacecraft: A: Ariel 5, S: SAS-3, U: UHURU, E: Einstein, GPS: GINGA, EXO: EXOSAT, V: Vela satellites, GX: sources discovered in MIT balloon experiments.

^b MB: massive binary (standard type), Be: Be system, LMXB: low-mass system, Tr: transient.

Beobachtete zeitliche Veränderung der Pulsperiode von 16 Röntgenpulsaren

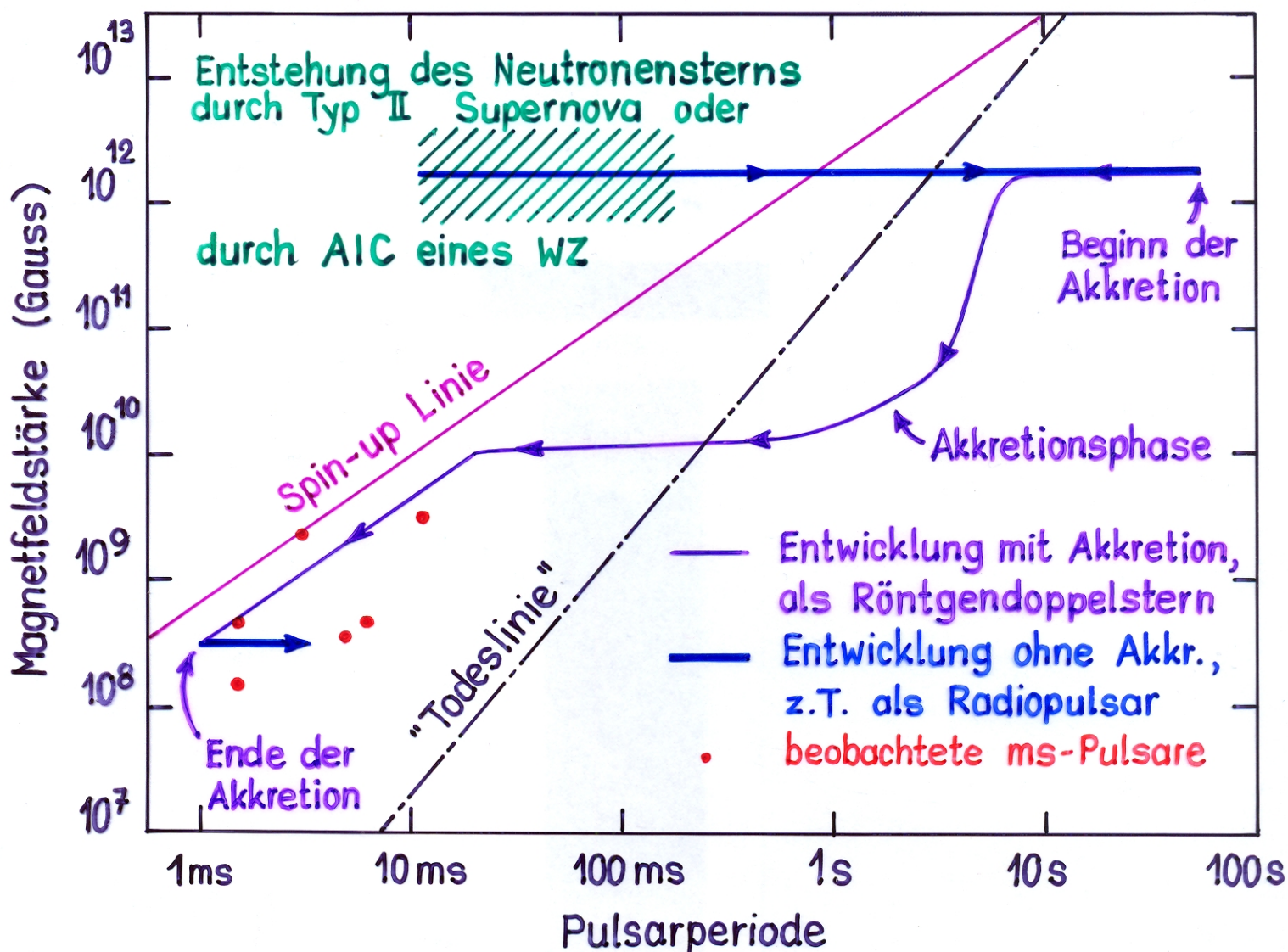
Daten aus: Nagase, F.: 1989, Publ. Astron. Soc. Japan 41, 1

(D = Akkretion aus einer Scheibe ; W = Akkretion aus einem Wind)



Entstehung von Millisekundenpulsaren

2. Feldzerfall durch Akkretion



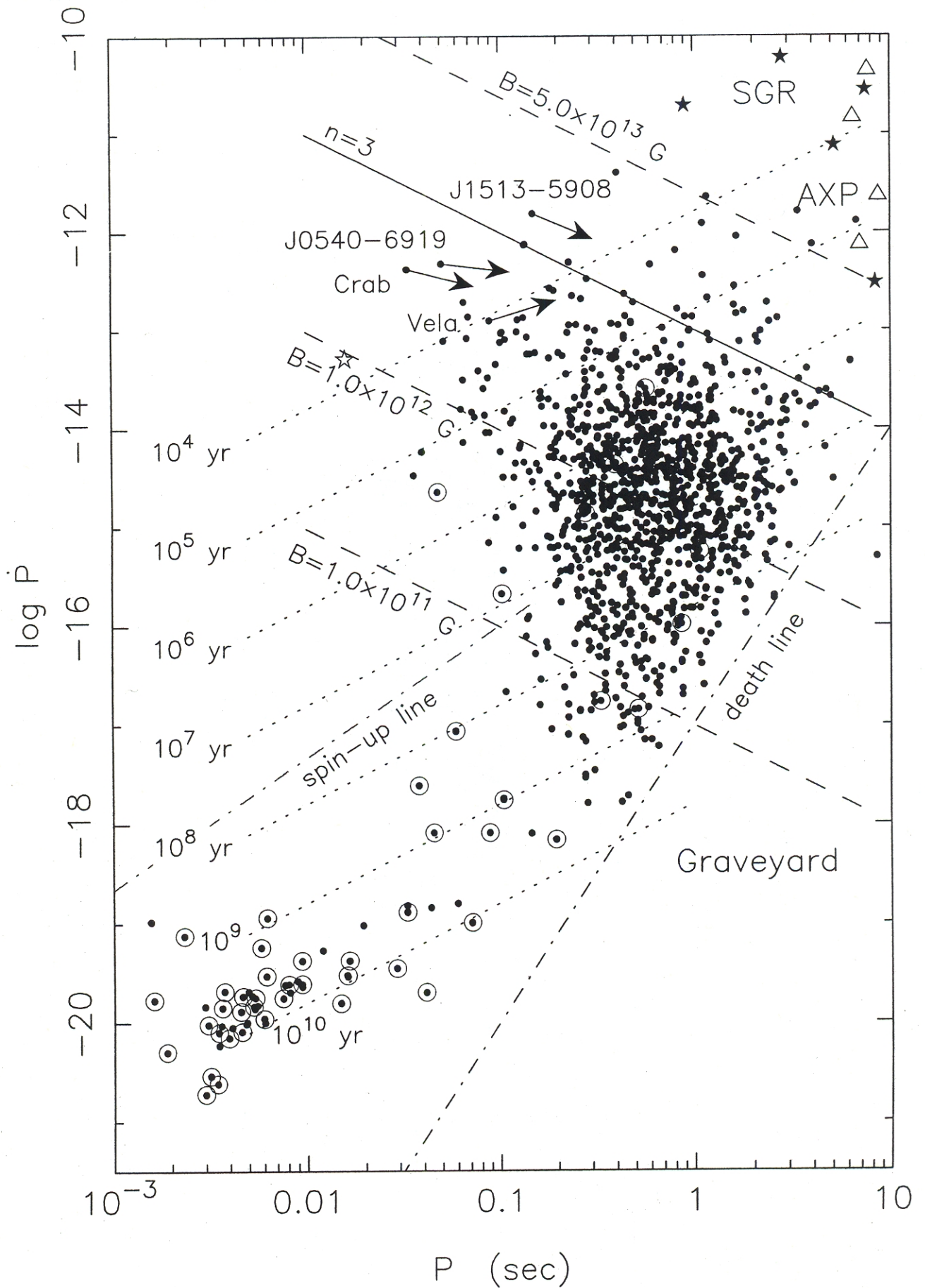


Fig. 16.3. (P, \dot{P}) -diagram of ~ 1300 observed radio pulsars (ATNF Pulsar Catalogue data). Binary pulsars are marked by a circle. Soft gamma-ray repeaters (SGR) and anomalous X-ray (AXP) pulsars (Chapter 14) are marked by stars and triangles, respectively. Also shown are lines of constant surface dipole magnetic field strength (dashed) and characteristic ages (dotted). The arrows marked on a few young pulsars indicate a measurement of the braking index. The "death line" is the pair-creation limit for generating radio pulses.

Spin-up des NS durch Akkretion aus einer Scheibe: Wieviel Masse ist dazu nötig?

Einfache Abschätzungen; unterscheiden drei einfache Fälle:

► Akkretion von Masse mit dem Keplerdrehimpuls vom Abstand

$$r = \begin{cases} R_c = \left(\frac{GM_{NS}}{\Omega^2}\right)^{1/3} \approx R_M : \Omega \uparrow \rightarrow R_c \sim \Omega^{-2/3} \downarrow \rightarrow R_M \downarrow \rightarrow B \downarrow & (1) \\ R_M(B) \approx R_c(\Omega_f) = \left(\frac{GM_{NS}}{\Omega_f^2}\right)^{1/3} : B = \text{const.}, \Omega < \Omega_f \leftrightarrow R_c > R_M & (2) \\ R_{NS} = \left(\frac{GM_{NS}}{\Omega_{crit}^2}\right)^{1/3} : R_M < R_{NS}, \Omega_{crit} = \left(\frac{GM_{NS}}{R_{NS}^3}\right)^{1/2} & (3) \end{cases}$$

$$\rightarrow \dot{j}_{accr} = (GM_{NS} r)^{1/2} = \left(\frac{G^2 M_{NS}^2}{k \Omega^n}\right)^{1/3} \text{ mit } \begin{cases} k=1, & n=1 & (1) \\ k=\Omega_f, & n=0 & (2) \\ k=\Omega_{crit}, & n=0 & (3) \end{cases}$$

► Drehimpulserhaltung: $\dot{j}_{NS} = \dot{j}_{accr} \dot{M}_{NS} = \frac{d}{dt} (I_{NS} \Omega) \approx I_{NS} \dot{\Omega}$, vernachlässigen $\dot{I}_{NS} \Omega$, Rechtfertigung später

→ Differentialgleichung für $\Omega(M_{NS})$: $\Omega^{-\frac{n}{3}} d\Omega = \frac{G^{2/3}}{k^{1/3} I_{NS}} M_{NS}^{2/3} dM_{NS}$

Anfangsbedingung $\Omega(M_{NS,0}) = 0$ liefert Lösung

$$\Delta M_{NS} = M_{NS}(\Omega_f) - M_{NS,0} = \begin{cases} \left[\frac{5}{4} \frac{I_{NS}}{G^{2/3}} \Omega_f^{4/3} + M_{NS,0}^{5/3} \right]^{3/5} - M_{NS,0} & (1) \\ \left[\frac{5}{3} \frac{I_{NS}}{G^{2/3}} \Omega_f^{4/3} + M_{NS,0}^{5/3} \right]^{3/5} - M_{NS,0} & (2) \\ \left[\frac{3}{2} \frac{I_{NS}}{G^{2/3}} \Omega_f^{4/3} + M_{NS,0}^{3/2} \right]^{2/3} - M_{NS,0} & (3) \end{cases}$$

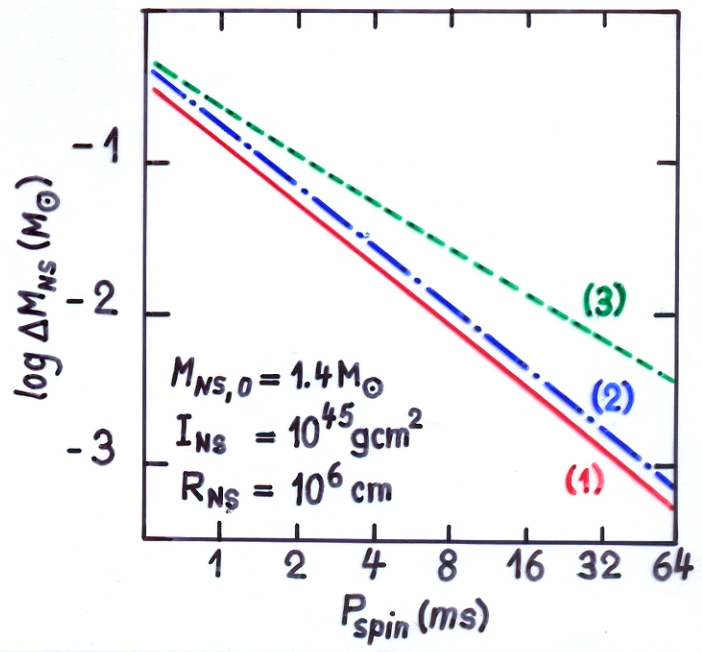
► Fazit: $\Delta M_{NS} \lesssim 0.1 M_{\odot}$ für Spinperioden $P_{spin} \gtrsim 2 \text{ ms}$

► Vernachlässigung von $\dot{I}_{NS} \Omega$?

Für realistische Zustandsgleichung ist

$$\frac{d \ln I_{NS}}{dM} \approx 1 M_{\odot}^{-1} \rightarrow \text{Mit } \Delta M_{NS} \lesssim 0.1 M_{\odot}$$

→ $\Delta I_{NS} \lesssim 0.1 I_{NS}$ → ausreichend für Abschätzung.



Röntgen ms-Pulsar-Doppelsterne

(Stand Dezember 2006)

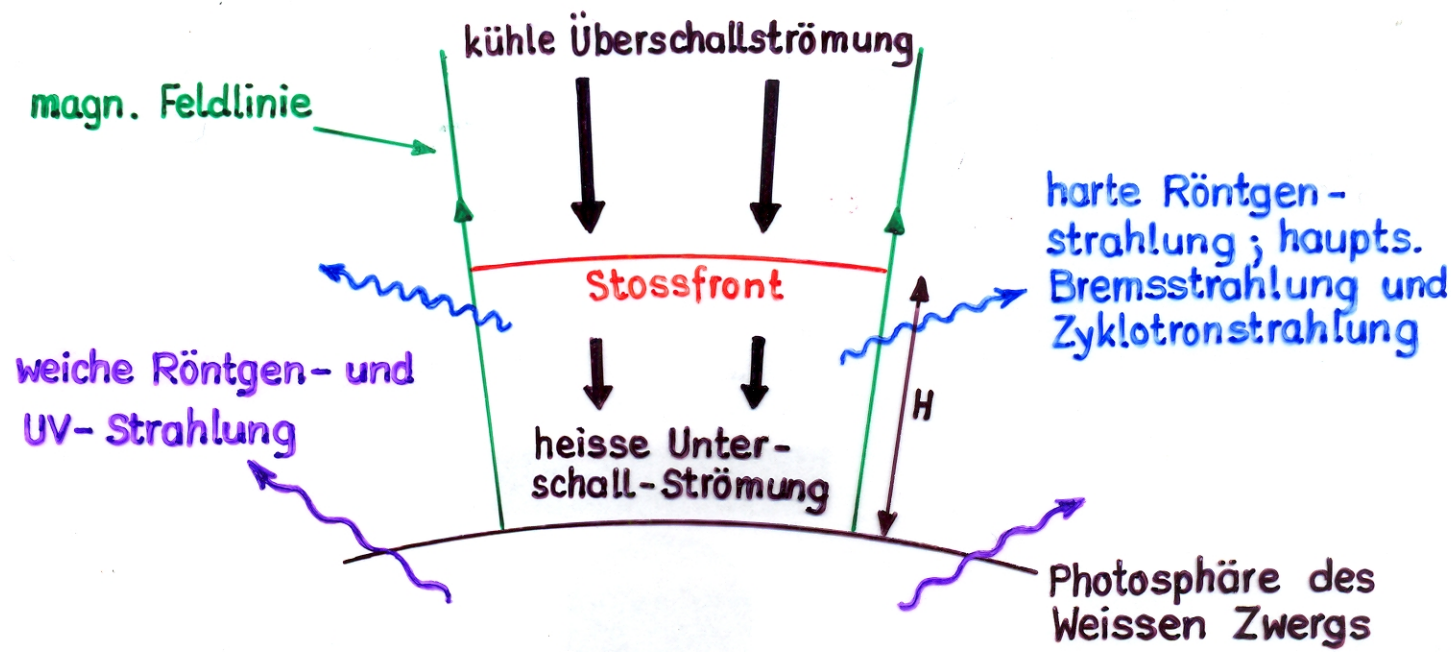
Name	Bahnperiode (d)	Pulsarperiode (ms)	K_1 (km/s)	$f(M_2)$ (M_\odot)	$Min(M_2)$ (M_\odot)
V5511 Sgr	0.178109	3.1811058(± 2)	47.77(± 3)	2.016(± 4) 10^{-3}	0.17
J0029+5934	0.10236218	1.66974977457(± 3)	13.842(± 4)	2.81311(± 7) 10^{-5}	0.039
V4580 Sgr	0.08390184	2.493919758(± 2)	16.321(± 2)	3.7806(± 2) 10^{-5}	0.043
J1900-2455	0.05781549	2.65043770462(± 4)	6.942(± 4)	2.004(± 3) 10^{-6}	0.016
J0929-3123	0.03026326	5.4023317912(± 3)	4.531(± 7)	2.917(± 4) 10^{-7}	0.0083
J1751-3037	0.02945997	2.29717129665(± 6)	7.484(± 7)	1.280(± 3) 10^{-6}	0.0137
J1807-2924	0.0278292	5.2459427(± 4)	3.76(± 7)	1.54(± 9) 10^{-7}	0.0067

Röntgendoppelsterne mit ms-Röntgenburst-Oszillationen

(Stand Dezember 2006)

Name	Bahnperiode (d)	Periode der Oszillationen (s)
QX Nor	0.5370	0.00162
J1750-2980		0.00166
gal. Zentrum		0.00170
V801 Ara	0.1580469	0.00172
V2134 Oph	0.2965045	0.00176
V1333 Aql	0.78950	0.00182
B1731-2603		0.00191
J1748-2021		0.00244
V4580 Sgr	0.08390184	0.00249
B1728-3347		0.00275
B1702-4258		0.00303
V5511 Sgr	0.17811022	0.00318
V1404 Aql	0.03472975	0.00370
UY Vol	0.15933775	0.0222

Magnetische Akkretion auf einen Weissen Zwerg: homogene Säule



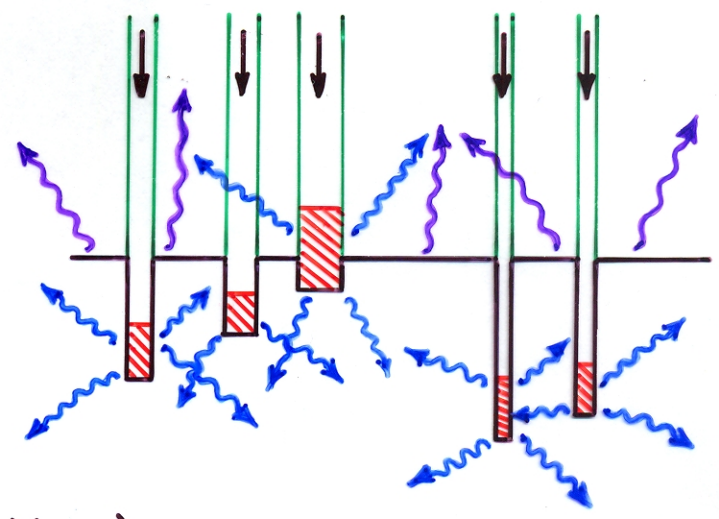
- ▶ - $\frac{H}{R} < 1$
- $\frac{L(\text{harte Röntgenstrahlung})}{L(\text{weiche Röntgenstrahlung})} \approx 1$
- Zyklotronstrahlung optisch dünn für $\nu > m\nu_{\text{cyc}}$, $1 \lesssim m \lesssim 10$,

$$\nu_{\text{cyc}} = \frac{eB}{2\pi m_e c}$$

Stark inhomogene magn. Akkretion auf einen Weissen Zwerg

▶ dichte Materieballen dringen unter die Photosphäre ein; die kin. Energie wird an der Oberfläche als weiche Röntgenstrahlung und UV-Strahlung frei.

diffuse Materieballen werden oberhalb der Photosphäre gebremst → harte Röntgenstrahlung



▶ Auf diese Weise ist es möglich, dass (wie bei AM Her Sternen beobachtet):

$$\frac{L(\text{harte Röntgenstrahlung})}{L(\text{weiche Röntgenstrahlung})} < 1 \dots \ll 1$$

Beispiele: Magnetische Kataklysmische Variable

- akkretierender Stern ist ein WZ mit $10^6 \text{ G} \lesssim B_* \lesssim 6 \cdot 10^7 \text{ G}$

Beobachtungsdaten: → Tabellen und Figuren

a) DQ Her Sterne

- Röntgenhelligkeit sehr gering
- keine Polarisation beobachtet
- $B_* \lesssim 10^6 \text{ G}$, $\mu \lesssim 10^{33} \text{ Gcm}^3$, $R_* < R_M \ll a$
- $P_{\text{rot}} \ll P_{\text{Bahn}}$
- im Visuellen periodische Helligkeitsmodulation mit $P = P_{\text{rot}}$

b) Intermediate Polars (IP)

- relativ helle, harte Röntgenquellen (typisch $1 \text{ keV} \lesssim E \lesssim 10 \text{ keV}$)
- Polarisation bisher nur bei 2 Objekten (im nahen IR) gemessen
- $10^6 \text{ G} \lesssim B_* \lesssim 5 \cdot 10^6 \text{ G}$, $10^{33} \text{ Gcm}^3 \lesssim \mu \lesssim 10^{34} \text{ Gcm}^3$, $R_* \ll R_M < a$
- $P_{\text{rot}} < P_{\text{Bahn}}$, typisch $P_{\text{rot}} \approx (0.05 - 0.1) P_{\text{Bahn}} \approx \text{einige } 10^2 - 10^3 \text{ s}$
- $P_{\text{Bahn}} \gtrsim 3^h$ für fast alle IP; nur ein Objekt mit $P_{\text{Bahn}} < 2^h$
- im Visuellen periodische Helligkeitsmodulation mit $P = P_{\text{rot}}$,
 $P = (P_{\text{rot}}^{-1} - P_{\text{Bahn}}^{-1})^{-1}$, + weitere Harmonische

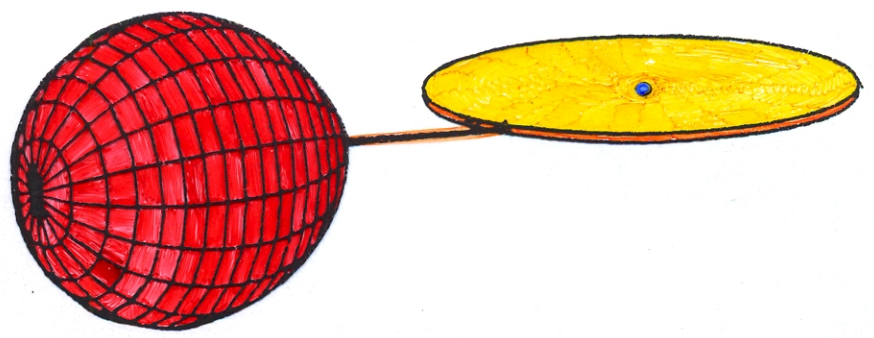
c) AM Her Sterne (AM) ≡ Polars

- relativ helle, weiche Röntgenquellen (typisch $E \lesssim 1 \text{ keV}$)
- visuelles Licht stark zirkular polarisiert (bis 50%) durch Zyklotronstrahlung → direkte B-Bestimmung!
- $10^7 \text{ G} \lesssim B_* \lesssim 6 \cdot 10^7 \text{ G}$, $10^{34} \text{ Gcm}^3 \lesssim \mu \lesssim 10^{35} \text{ Gcm}^3$, $R_M \gtrsim a$
- für fast alle AM: der WZ rotiert gebunden, d.h. $P_{\text{rot}} = P_{\text{Bahn}}$, in einigen wenigen AM ist $P_{\text{rot}} \approx P_{\text{Bahn}}$. Synchronisation des WZ durch magn. W.W. mit dem Begleiter
- mehrheitlich $80 \text{ min} \lesssim P_{\text{Bahn}} \lesssim 180 \text{ min}$, Max. $P_{\text{Bahn}} \approx 8^h$

Systeme mit einem magnetisierten kompakten Stern

a) $r_M \lesssim R_1 \ll A$

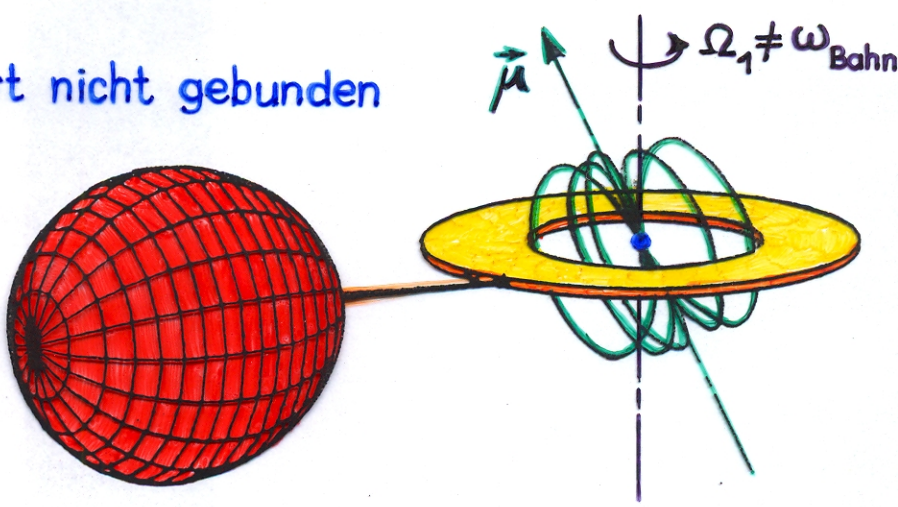
- "nicht-magnetische Systeme
- Standardmodell mit Akkretionsscheibe



- ▶ Beispiele : ~ 80% der Kataklysmischen Doppelsterne
- Röntgenburster & massearme Röntgendoppelsterne

b) $R_1 < r_M \lesssim \frac{1}{2} A$

- ▶ kompakter Stern rotiert nicht gebunden
- Magnetosphäre verdrängt den inneren Teil der Scheibe



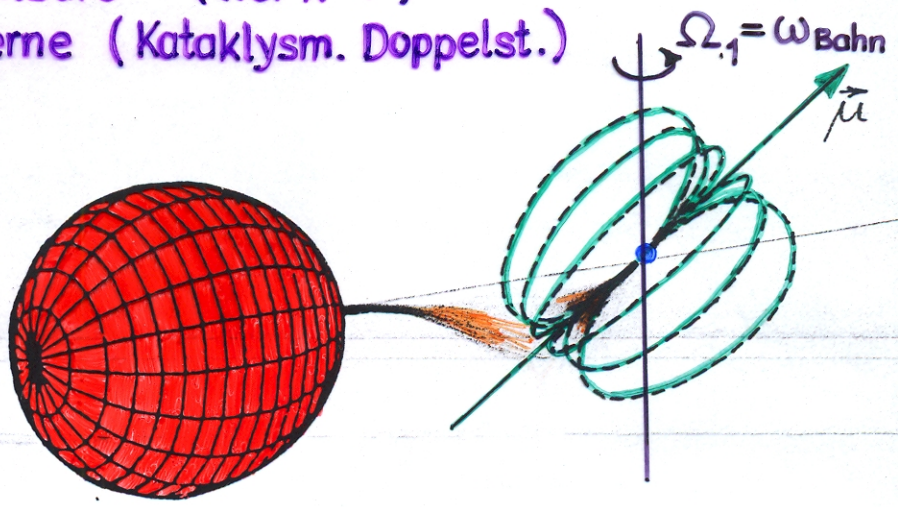
- ▶ Akkretion an den magnetischen Polen

→ Leuchtturmeffekt → opt. & Röntgenpulse

- ▶ Beispiele: Röntgenpulsare (Her X-1)
- DQ Her-Sterne (Kataklysm. Doppelst.)

c) $r_M \gtrsim A$

- ▶ keine Scheibe, kompakter Stern rotiert gebunden



- ▶ Akkretion an den magn. Polen

- ▶ Beispiele : AM Her-Sterne (Kataklysm. Doppelsterne)
- mit $B \approx 20-60 \text{ MG} \hat{=} \mu \approx 10^{34} \text{ Gcm}^3$

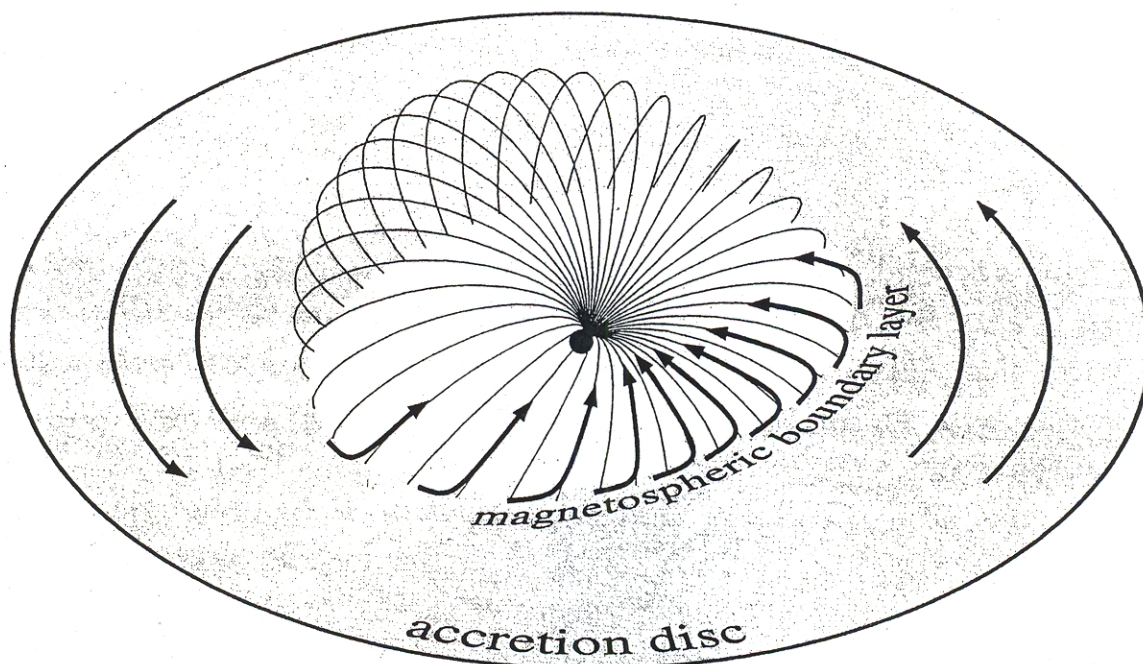


Fig. 6.3. Accretion disc around a magnetized neutron star or white dwarf. The magnetic dipole lines shown represent schematically the boundary of the magnetosphere.

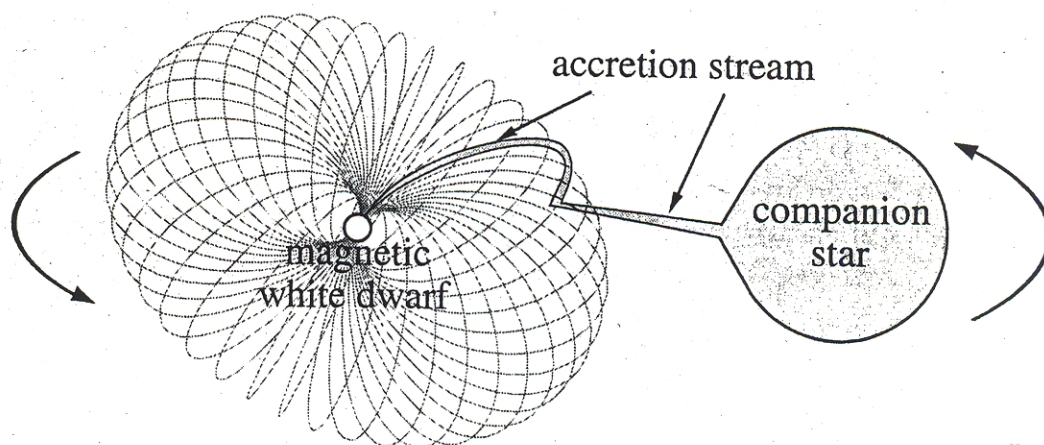


Fig. 6.7. Schematic view of an AM Herculis system. The rotation of the strongly magnetic ($\gtrsim 10^7$ G) white dwarf is locked to that of the binary ($P \lesssim 4$ h). No accretion disc forms, matter impinging directly on the magnetosphere, threading and following fieldlines down to the white dwarf surface.

Polars.

Star	Alias	P_{orb} min	m_v	Distance pc	M_v (max)	i°	$S_p(2)$
RXJ 1015+09		78					
RXJ 0132-65		78	19				
EV UMa	RE/RX 1307+53	79.69	17.1-20.7	>700		75 ± 5	
EF Eri	2A0311-227	81.02	13.5-17.7	94	8.6	65 ± 5	
RXJ 0153-59		89	17				
DP Leo	E1114+182	89.80	17.5->22	450	9.2	79.6	
RE/RX 1844-74		89.91	15-17.6			30-70	
EU UMa	RE/RX 1149+28	90.14	17				
RE/RX 0453-42		94:	19				
RXJ 1957-57		99	17				
VV Pup		100.44	14.5-18	145	8.2	74 ± 4	M4V
V834 Cen	E1405-451	101.52	14.2-16.6	86	9.5	45 ± 5	M6.5V
EP Dra	IH1907+690	104.63	17.6-18.4	>300	<10.2	80:	
RXJ 1002-19		107	17				
CE Gru	Grus VI	108.6	18.0-20.7			50 ± 5	
V2301 Oph	IH 1752+08	112.97	16.4			80 ± 5	
RXJ 1802.1+1804		113.0	14			65-80	
MR Ser	PG 1550+191	113.58	14.5-17	139	8.8	40 ± 5	M5-6V
BL Hyi	H0139-68	113.65	14.3-18.5	128	8.8	71 ± 10	M3-4V
ST LMi	CW1103+254	113.89	14.7-17.2	128	9.2	55 ± 5	M5-6V
EK UMa	E1048+542	114.5	17.5-20			56 ± 14	
AN UMa	PG 1101+453	114.84	15.5-20	≥270	<8.3	65 ± 5	
WW Hor	EXO 0234-523	115.49	17.6-21	430	9.4	74 ± 5	M6V:
AR UMa	ESH113+432	115.9	12.8-16.5				
HU Aqr	RE/RX 2107-0518	125.02	15.3-18.2	190	8.9	85 ± 1	M4.5V
UZ For	EXO 0333-255	126.53	17-20.5	230	10.2	86 ± 5	M4.5V
RE/RX 0531-462		139.8	16.5-17.5				
QS Tel	RE/RX 1938-4612	140.0	15.2-17.2	300:	7.8:		
V2008-65.5	Drissen V211b	159.7	18	>400		40	
RXJ 0525+45	Paloma	160					
RXJ 0501-03		171	15			80:	
AM Her	3U 1809+50	185.65	12-15.8	75	7.6	52 ± 5	M4.5V
V1500 Cyg	N Cyg 1975	201.0	17-21	1200	6.6	55	
BY Cam	H0538+608	201.9	13-18	190	8.2	50 ± 10	
RXJ 1940.2-1025		201.94	16-17	230:	7:	60:	M4V
RX 0929.1-2404		203.4	17.0			75:	
RX 1007-20		207.9:	18				
RX 2316-05		208.9	18				
QQ Vul	E2003+225	222.51	15.3-18	≥320	<7.8	60 ± 14	M2-4V
EXO 032957-2606.9		228	17-19.2	520	8.4	9 ± 3	M4.5V
RX 1313-32		255	16				
RX 0203+29		275.5	17				

Probable Polars.

Star	P_{orb} (min)	m_v
RXJ 0859+05	80:	18
GQ Mus	85.5	17.5
CP Pup	88.3	15.0
V2051 Oph	89.90	15.0
RXJ 0953+14	90:	19
FY Per	93.38	11.0-14.5
T Pyx	105:	15.3
EU Cnc	125.4	20.8
V348 Pup	146.6	15.5
V Per	154.3	18.5
V2214 Oph	169.2	20.5
IH 0551-819	200.5	13.4
CQ Dra**	238.5	
RXJ 0515+01	478.97	15
V0252-3037		20.5
FBS 1031+590		14.5-15
IE 0830.9-2238		17.7
RXJ 0512-32		17
RXJ 0600-27		19
RXJ 2022-39		19

** Triple system with 4 Dra (M3III).

Magnetic Field Strengths (MG) in Polars.

Star	P_{orb} min	First pole			Second pole		Dipole	
		Cyclotron	Halo Zeeman	Photospheric Zeeman	Cyclotron	Photospheric Zeeman	Photospheric Zeeman	Offset
EF Eri	81.0	12	11				7	
DP Leo	89.8	31	30		59			
VV Pup	100.4	32			56			
V834 Cen	101.5	24	23	22		39	31	-0.1
MR Ser	113.6	24	25				27.3	0.3
BL Hyi	113.6	22					30	
ST LMi	113.9	12					19	
EK UMa	114.5	47						
AN UMa	114.8	36						
HU Aqr	125.0	36		20				
UZ For	126.5	53			75			
V2009-65.5	159.7	20:						
AM Her	185.6	14		14		27	18	-0.17
V1500 Cyg	201.0	25:						
BY Cam	201.9	41						

INTERMEDIATE POLARS WITH KNOWN SPIN AND ORBITAL PERIODS

Star ^a	X-Ray Name	P_{spin} (s)	P_{orb} (hr)	P_{spin}/P_{orb}	Inferred μ_1 (G cm ³)
Rapid Rotators					
WZ Sge		28.96	1.3606	0.00591	$<10^{32}$
AE Aqr	1E 2037.5-0102	33.0767	9.87973	0.00093	$<10^{32}$
GK Per	3A 0327+438	351.341	47.9233	0.00204	$<10^{32}$
V533 Her		63.633	3.53	0.00501	$<10^{32}$
DQ Her		142	4.6469	0.00849	$<10^{32}$
XY Ari	H 0253+193	206.30	6.0648	0.00945	4.5×10^{32}
Regular IPs, $P_{orb} > 3$ hr					
V709 Cas	RX J0028.8+5917	312.8	5.34	0.0163	4.2×10^{32}
* NY Lup	1RXS J1548-4528	693	6.72, 9.37	0.0286, 0.0205	$(1.0, 1.4) \times 10^{33}$
2236+0052		403.7	3.23	0.0347	2.6×10^{32}
V405 Aur	RX J0558.0+5353	545	4.15	0.0365	4.8×10^{32}
YY Dra DO Dra	3A 1148+719	529.31	3.96898	0.0370	4.7×10^{32}
PQ Gem	2RE J0751+144	833.411	5.1927	0.0446	8.3×10^{32}
V1223 Sgr	4U 1849-31	745.506	3.36586	0.0615	4.0×10^{32}
AO Psc	H 2252-035	805.203	3.59105	0.0623	5.2×10^{32}
HZ Pup		1212.2	5.11	0.0659	9.1×10^{32}
UU Col	RX J0512.2-3241	863.5	3.45	0.0695	6.5×10^{32}
* MU Cam	1RXS J062518.2+733433	1187.244	4.71863	0.0699	1.0×10^{33}
FO Aqr	H 2215-086	1254.451	4.84944	0.0718	1.2×10^{33}
V2400 Oph	RX J1712.6-2414	927	3.41	0.0755	1.1×10^{33}
BG CMi	3A 0729+103	913.496	3.23397	0.0785	1.2×10^{33}
TX Col	H 0542-407	1911	5.718	0.0928	4.0×10^{33}
* V2305 Cyg	1WGA J1958.2+3232	1466.66	4.35	0.0937	2.5×10^{33}
TV Col	3A 0527-329	1910	5.48641	0.0967	4.1×10^{33}
AP Cru		1837	5.12	0.0997	3.7×10^{33}
V1062 Tau	H 0459+246	3726	9.952	0.104	1.4×10^{34}
LS Peg		1776	4.19	0.118	3.4×10^{33}
RR Cha		1950	3.37	0.161	3.4×10^{33}
* VZ Sex	RX J0944.5+0357	2162	3.58	0.168	4.0×10^{33}
V1425 Aql		5188	6.14	0.235	1.8×10^{34}
EX Hya-like IPs, $P_{orb} < 3$ hr					
DD Cir		670	2.34	0.080	1.7×10^{32}
HT Cam	RX J0757.0+6306	511	1.35	0.105	2.7×10^{32}
V795 Her		1172	2.60	0.125	3.6×10^{32}
* YY Sex	RX J1039.7-0507	1444	1.574	0.255	9.2×10^{32}
V1025 Cen	RX J1238-38	2147	1.42	0.420	1.8×10^{33}
EX Hya	4U 1249-28	4021.62	1.637612	0.682	$\sim 5 \times 10^{33}$
Nearly Synchronous IPs					
V697 Sco		11916	4.49	0.737	$>1 \times 10^{35}$
HS 0922+1333		14636.16	4.608	0.882	$>1 \times 10^{35}$
*	RX J0524+42	8160	2.617	0.866	$>1 \times 10^{34}$
V381 Vel		7320	2.233	0.910	$>1 \times 10^{34}$

aus Norton et al. (2004)

A.J. Norton, G.A. Wynn, and R.V. Somerscales: 2004, *Astrophys. J.* 614, 349

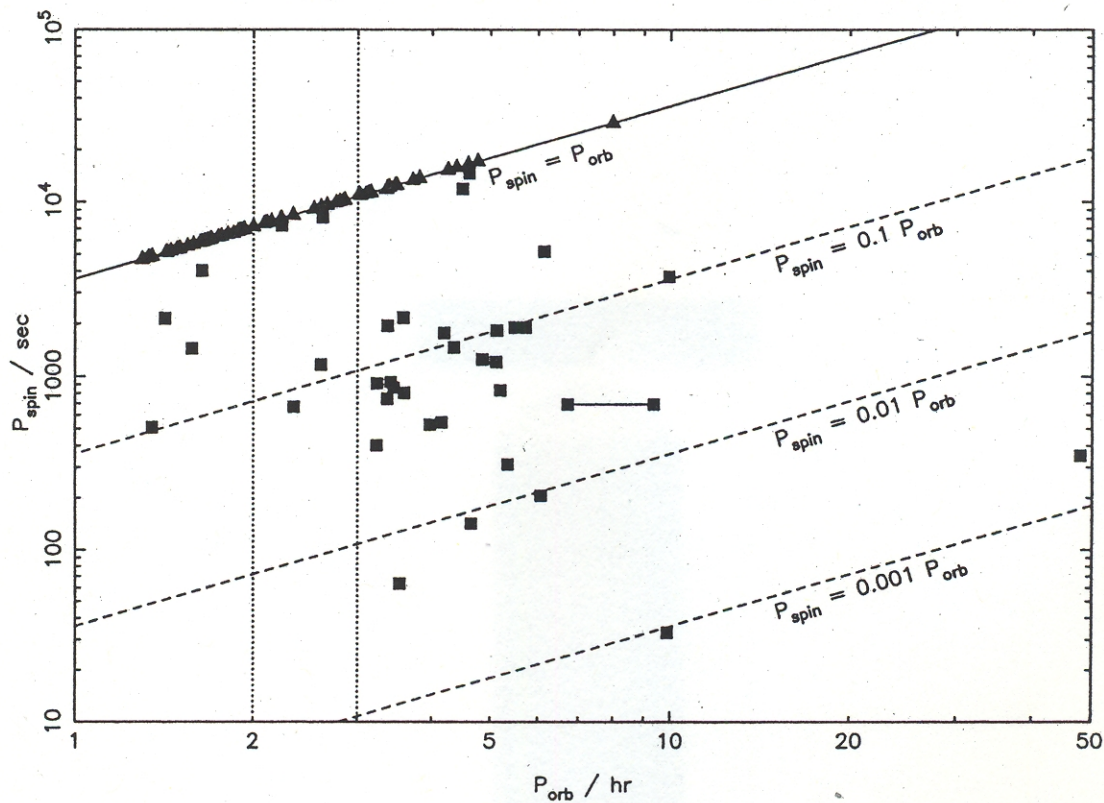


Fig. 10.5. The P_{spin} versus P_{orb} diagram of magnetic CVs. Polaris are indicated by triangles; IPs are indicated by squares. From Norton *et al.* (2004).

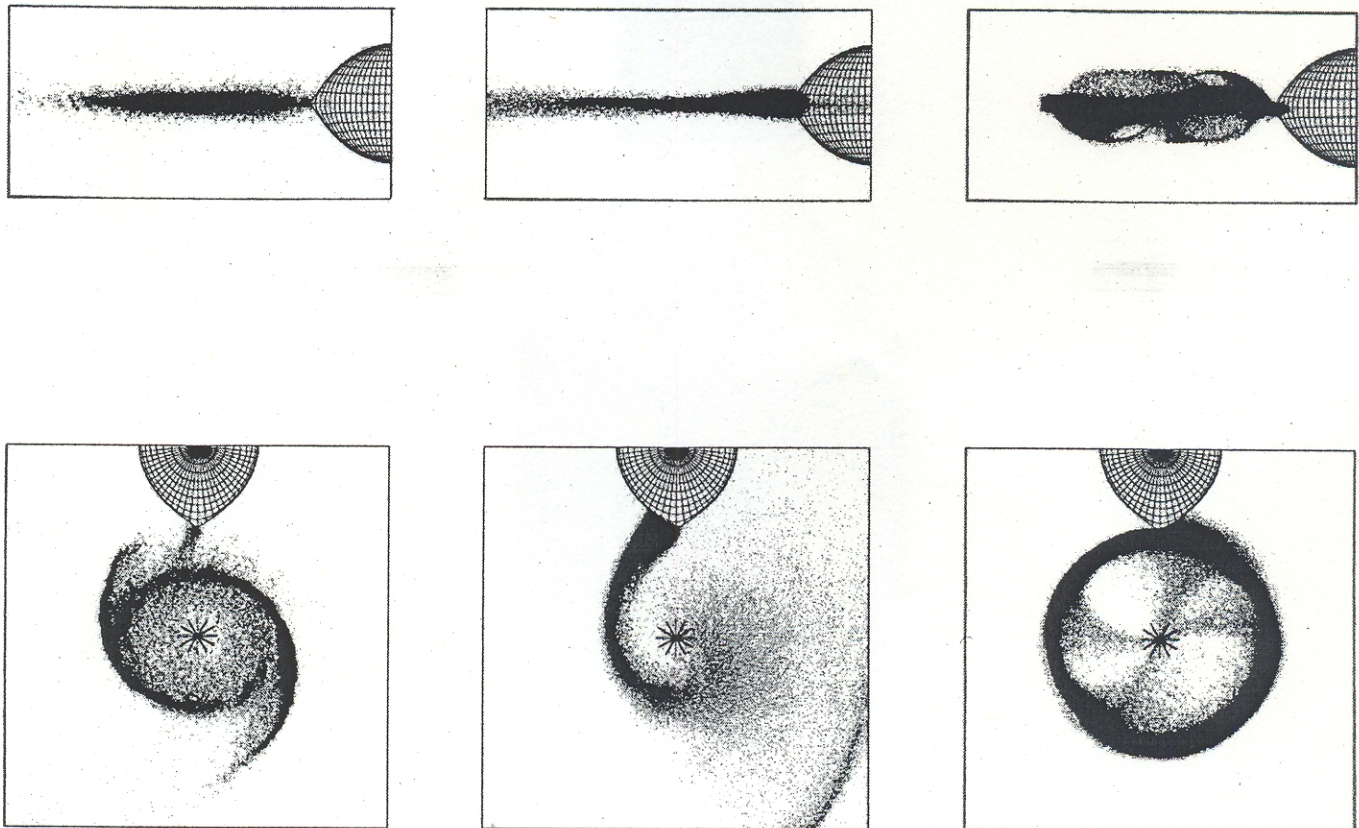
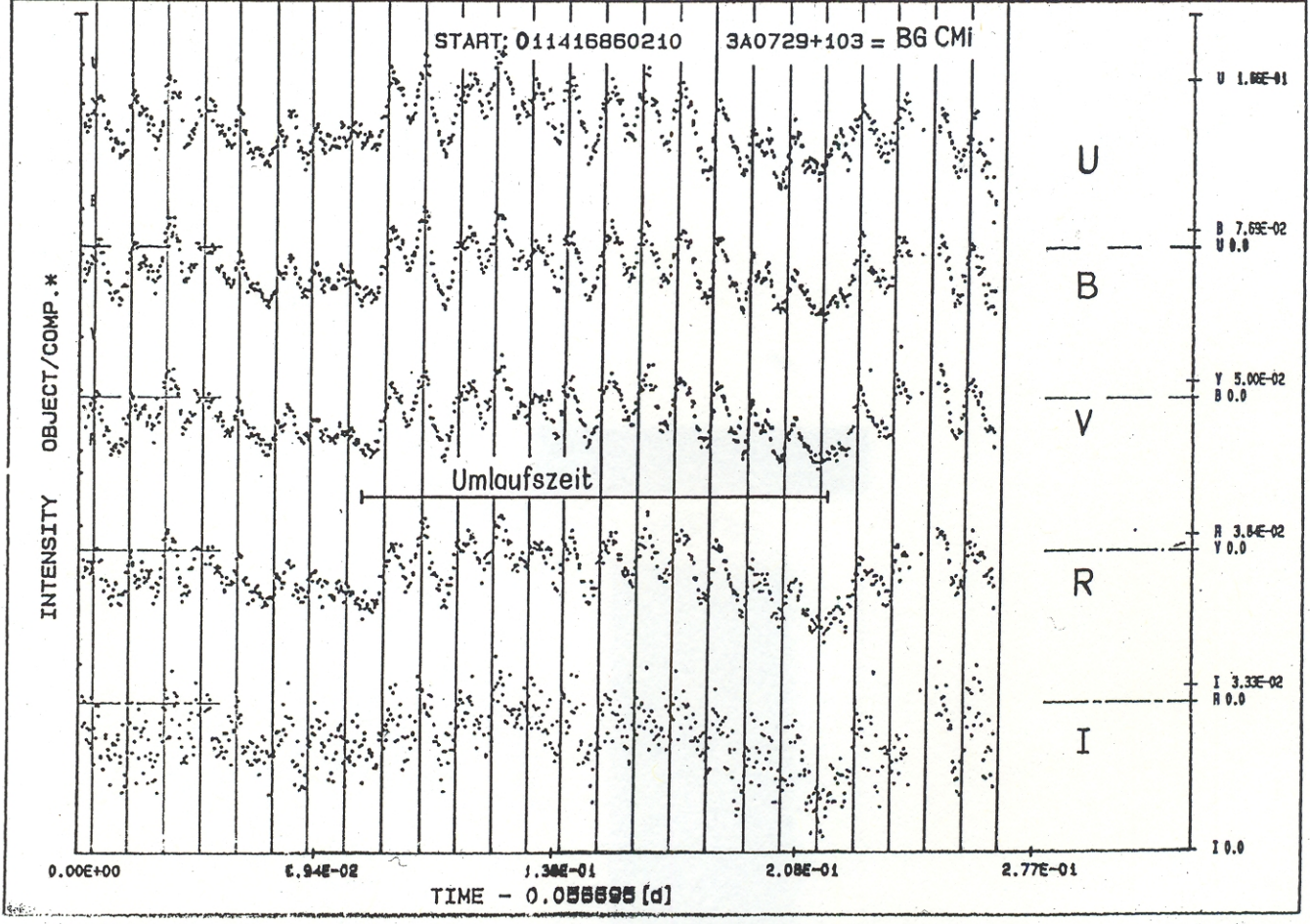


FIG. 3.—Examples of the accretion flows at equilibrium for $P_{\text{orb}} = 4$ hr. The top row shows side-on views of the system; the bottom row shows the same system in a face-on view. The left-hand panels have $k = 500$ and correspond to $P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}} = 0.07$ and $\mu_1 \sim 7 \times 10^{32} \text{ G cm}^3$; the middle panels have $k = 50,000$ and correspond to $P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}} = 0.24$ and $\mu_1 \sim 7 \times 10^{33} \text{ G cm}^3$; the right-hand panels have $k = 10^7$ and correspond to $P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}} = 0.53$ and $\mu_1 \sim 10^{35} \text{ G cm}^3$. Truncated disklike flows occur for lower magnetic moments at $P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}} < 0.1$, streamlike flows occur for higher magnetic moments at $0.1 < P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}} < 0.5$, and accretion fed from a ringlike structure at the outer edge of the WD Roche lobe occurs for the highest magnetic moments at $P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}} > 0.5$.

BG CMi : Typ: NL, DQ ; Umlaufszeit $P=0.13479$; photometr. Periode $P=913.5$ s

PLODATE: 861023115912



Photopolarimetrie (Cropper, M.: 1985, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 212, 709)

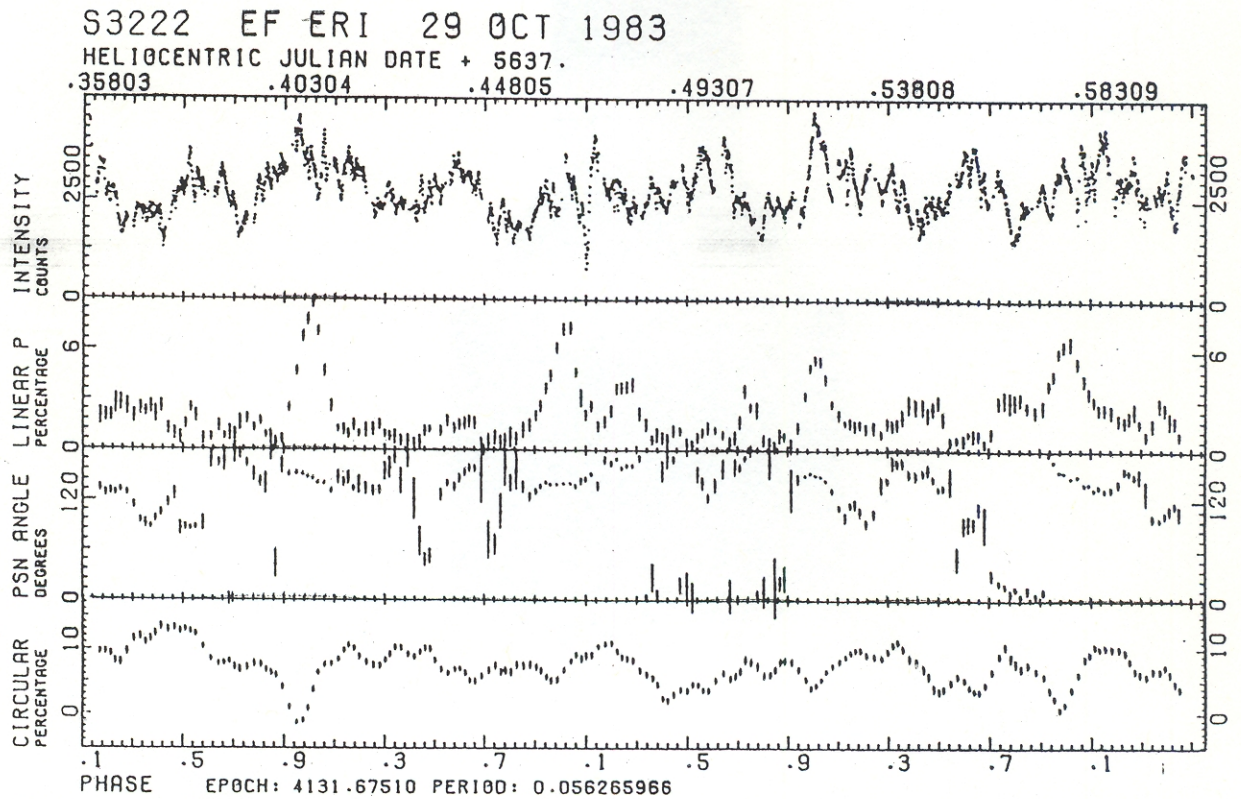


Figure 5. Intensity and polarization data for run S3222. Each intensity point is a 6-s integration and each polarization point 90s. The polarization data have been running averaged three at a time. Abscissae are $JD_{2440000} +$.

EF Eri : Typ: NL, AM ; Umlaufszeit $P=0.056266$

UZ For = EXO 033319-2554.2 , Typ: NL, AM, P = 0.087865
 (Beuermann, K., et al.: 1988, Astron. Astrophys. 195, L 15)

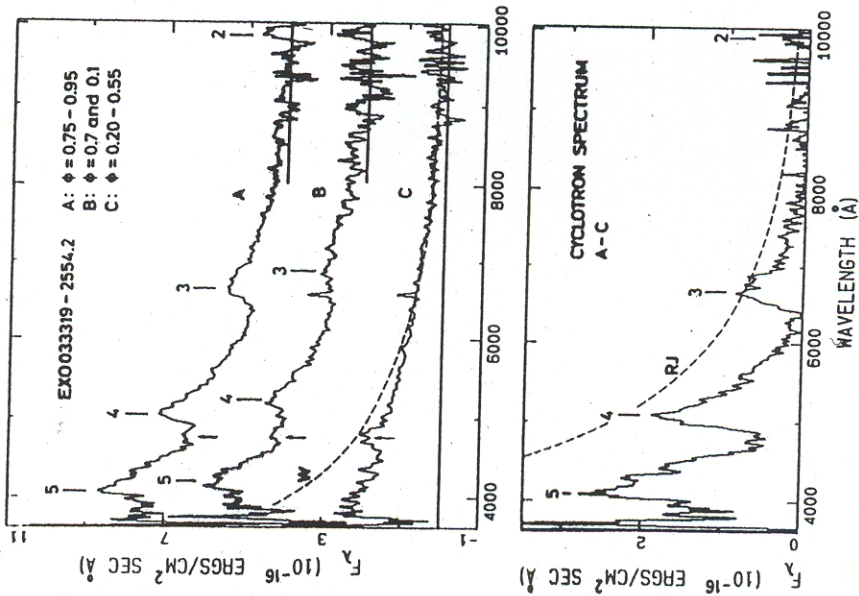


Fig. 2—The averaged spectrum of DP Leo for phase 0.75 (on the rise to the bright phase). The smooth curve fitted to the three prominent cyclotron humps are Gaussians on a linear continuum; these were fitted to locate the peak emission wavelength. Below the data are the predicted positions for the Zeeman components in a 29 MG field.

DP Leo , Typ: NL, AM; P = 0.062363 (Cropper, M., Mason, K.O.: 1990, in: "Accretion-Powered Compact Binaries", C.W. Mauche (ed.), CUP, p. 257)

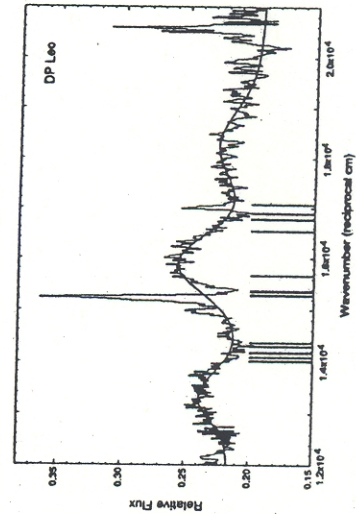
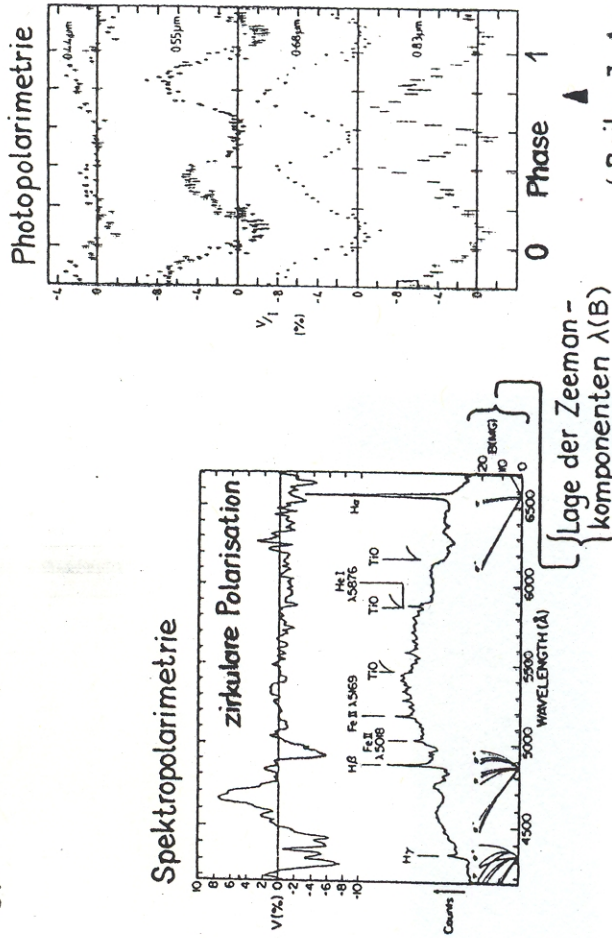


Fig. 4: (a) Upper panel: Phased spectra with the contribution from the secondary star subtracted. Spectra A, B, and C refer to the bright phase, respectively. Cyclotron harmonics are indicated by their harmonic number. For the faint-phase spectrum, W refers to the flux distribution of a non-magnetic white dwarf with $T_{\text{eff}} = 20000$ K after Wesemael et al. (1980). (b) Lower panel: Cyclotron spectrum obtained by subtracting spectrum C from A. RJ refers to a Rayleigh-Jeans spectrum adjusted to the third harmonic.

AM Her : (Schmidt, G.D., et al.: 1981, Astrophys. J. Letters 243, L 157)

Typ: NL, AM ; Umlaufzeit P = 0.128927



(Bailey, J., Axon, D.J.: 1981, M.N.R.A.S. 194, 187)

